

論 文

UDC 669.046.5 : 669-464 : 62-404.8 : 661.939.3

溶融金属中ガス吹込みにおける気泡の分散*

佐野 正道**・森 一美**・藤田 康久***

Dispersion of Gas Injected into Liquid Metal

Masamichi SANO, Kazumi MORI, and Yasuhisa FUJITA

Synopsis:

A study on dispersion of gas injected into mercury has been made by using an electroresistivity probe technique. The column diameter was 7 or 10 cm and the depth of the mercury bath was 10~70 cm. Nitrogen was blown through a single nozzle (O. D.×I. D.=1.0×0.6, 0.7×0.2, 0.4×0.24 cm) into the bath. The gas flow rate was 50~1330 (cm³/s, 1 atm). Measurements were made for the size of bubbles formed at the nozzle and rising in the bath. It was found that the empirical correlation obtained previously for the size of bubbles formed at nozzles in lower gas flow rates was applicable to estimate the size of bubbles in the present gas flow rates. The volume-surface mean diameter of the bubble swarm in mercury increased with increasing the superficial gas velocity. An equation was obtained to describe the effects of liquid physical properties on the average size of bubbles in the swarm. The equation was used to estimate the average size of bubbles rising in molten iron.

1. 結 言

溶融金属中へガス吹込みを行う反応操作は、気液界面積の増加、浴の強攪拌など利点が多い。しかし、吹込まれたガスの挙動については不明な点が多く、この方面の基礎研究が望まれている。

著者らは、水銀、溶融銀、溶鉄中に単一ノズルより比較的lowガス流量(<30~70cm³/s)で吹込み、生成する気泡の大きさを圧力パルス法により測定した^{1),2)}。このガス流量域においてはほぼ均一な大きさの気泡が生成する。生成気泡の大きさに対する種々の因子の影響を検討し、気泡の大きさを定量的に推算しうる式を得た。

さらに高いガス流量域(乱流域も含む)になると、生成する気泡の大きさは不均一になる*。また、ノズルより生成した大気泡は分裂、合体を繰り返しながら上昇する。このような場合の上昇気泡の大きさは非常に広く分布していると考えられるが、これまでに溶融金属については全く検討されていない。

* 非常に高いガス流量域(音速域)になると、吹込まれたガスはジェットとして液体中に入るが³⁾、本実験ではそのようなガス流量域は含まない。

著者らは、このような高ガス流量域において溶融金属中へ吹込んだガスの分散挙動について一連の研究を行っており、前報³⁾では上昇気泡群のガスホールドアップ、平均気泡上昇速度について報告した。

本研究では、溶融金属として水銀を用い、高ガス流量域におけるノズルからの生成気泡および上昇気泡群中の気泡の大きさを電気探針法により測定した。本実験において測定された気泡の大きさの分布は非常に広いため、生成気泡については平均気泡発生頻度より平均気泡径を、また上昇気泡については体面積平均径を求めた。さらに、上昇気泡の大きさに対する液体の物性値の影響についても検討し、溶鉄中の気泡の大きさを推定した。

2. 実 験

生成気泡の大きさの測定に使用した水銀容器(ガラス製)は内径10cm、高さ40cmで浴深さは10~20cmである。ガス吹込み用ノズル(ガラス製)は上向きで、ノズル先端の外径×内径は1.0×0.6, 0.7×0.2, 0.4×0.24cmである。一方、上昇気泡群中の気泡の大きさの測定に使用した実験装置は前報³⁾のものと同一である。

* 昭和53年10月本会講演大会にて発表 昭和53年11月6日受付 (Received Nov. 6, 1978)

** 名古屋大学工学部 工博 (Department of Iron & Steel Engineering, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464)

*** 名古屋大学大学院 (現、日本冶金工業(株)) (Graduate School, Nagoya University, Now Nippon Yakin Kogyo Co., Ltd.)

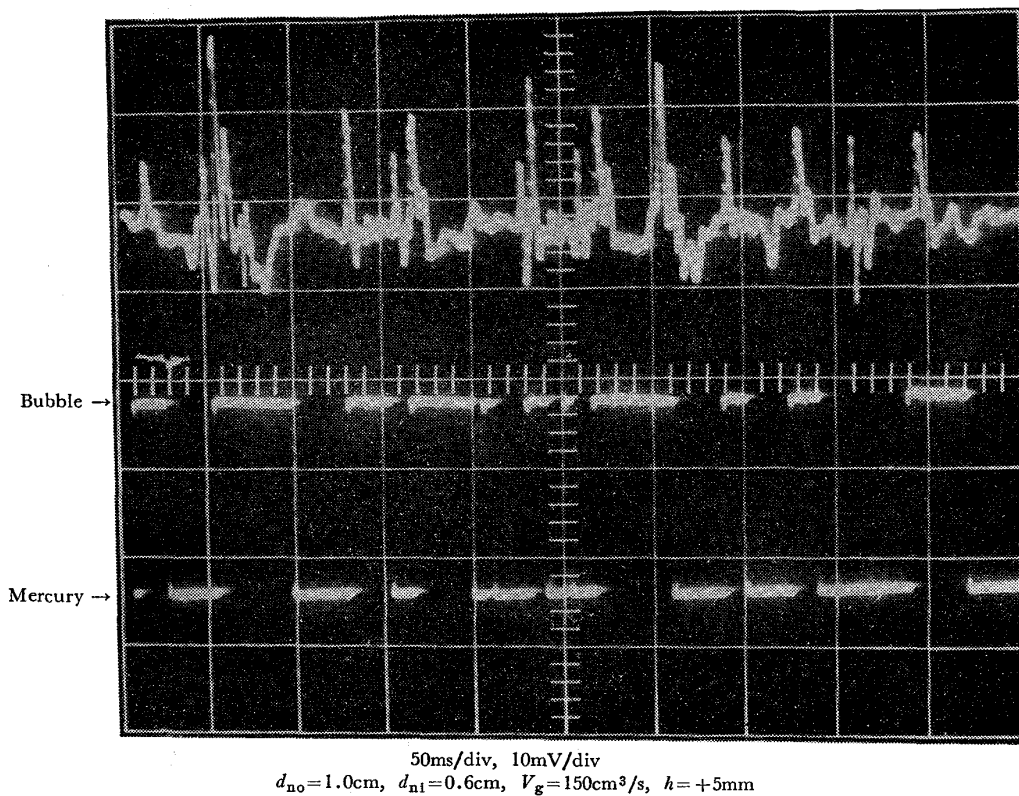


Photo. 1. Bubble frequency recorded by synchroscope.

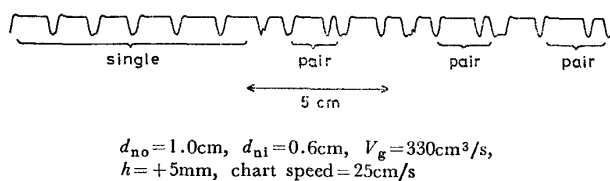


Fig. 1. Bubble frequency recorded by oscillograph.

すなわち、水銀容器（ステンレス製）は内径 7 cm、高さ 100 cm で、吹込まない状態での浴深さは 60~70 cm である。吹込み用ノズル（ステンレス製）は上向きで、ノズル先端の外径×内径は 0.7×0.2, 0.4×0.24 cm である。

ガス流量 V_g は 50~1330 (cm³/s, 1atm), ノズルレイノルズ数 Re_o は 410~28100, ノズルフルード数 $F'r_o$ は 0.0043~640 である。なお、ガス流量は出口側で大気圧下でフロートメータにより測定したため、測定位置におけるガス流量は静圧の補正を行った。

水銀中の気泡の検出には、前報³⁾と同様電気探針法を用いた。生成気泡の大きさの測定においては、電気探針先端の位置はノズルの中心軸上 -10 mm から +10 mm (ノズル先端を 0 とし、先端から上下方向の距離をそれぞれ+, -で表わす) の間で変化させ、各位置で気泡頻度を測定した。また、上昇気泡群中の気泡の大きさについては、ノズル先端より 65 cm 上で、容器中心より半径

方向に 0~2.5 cm まで 0.5 cm 間隔で測定を行った。なお、記録にはシンクロスコープ、オシログラフ（最大記録紙送り速度 50cm/s）を用いた。

3. 実験結果

3.1 生成気泡

3.1.1 気泡発生頻度の測定

電気探針先端を気泡が通過することによって生ずる電気回路の開閉に対応する電圧変化および気泡が生成する際のノズル内の圧力変化（圧力パルス）を圧力変換器によって変換した電圧変化をシンクロスコープのブラウン管上に波形として現わし、写真撮影して Photo. 1 に示した。ガス流量は 150 cm³/s、使用したノズルは外径 1.0 cm、内径 0.6 cm で、電気探針の位置はノズル先端より 5 mm 上である。電気探針法による波形は、上側が電気回路が開いた状態すなわち気泡が探針先端を通過していることを示している。探針法においては波形は完全な矩形波で、これより気泡頻度を測定することができるが、圧力パルス法においてはパルスは非常に不規則で、気泡頻度の測定は困難であることがわかる。

Fig. 1 は、探針法による波形をオシログラフにより記録したものである。ガス流量は 330 cm³/s で、電気探針の位置はノズル先端より 5 mm 上である。Fig. 1 において波形が完全な矩形波でないのは、記録用ペンの移動

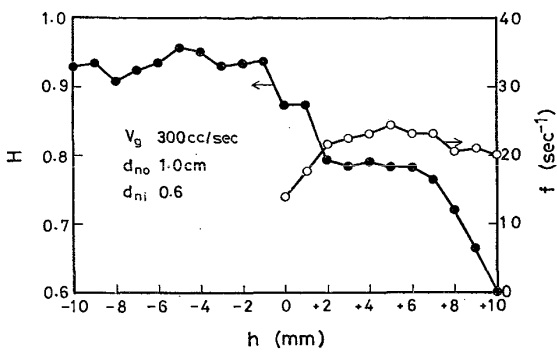


Fig. 2. Variation of bubble frequency and gas holdup with distance from nozzle tip.

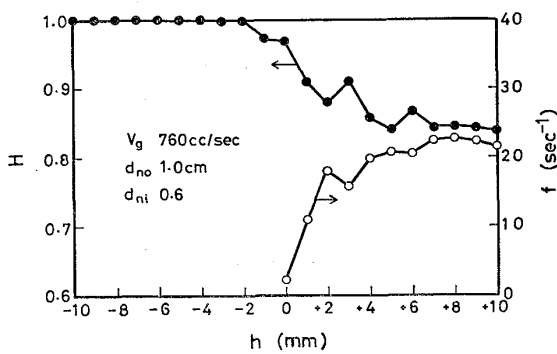


Fig. 3. Variation of bubble frequency and gas holdup with distance from nozzle tip.

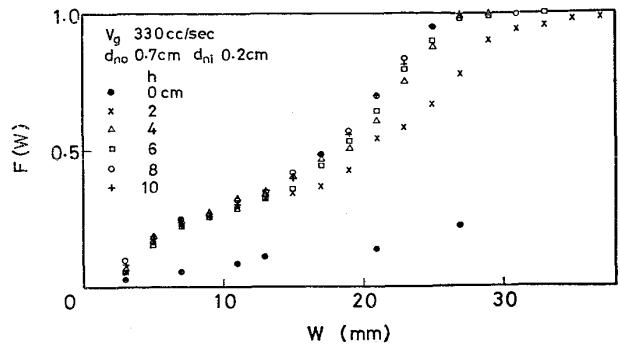


Fig. 4. Variation of cumulative frequency distribution of wave length with distance from nozzle tip.

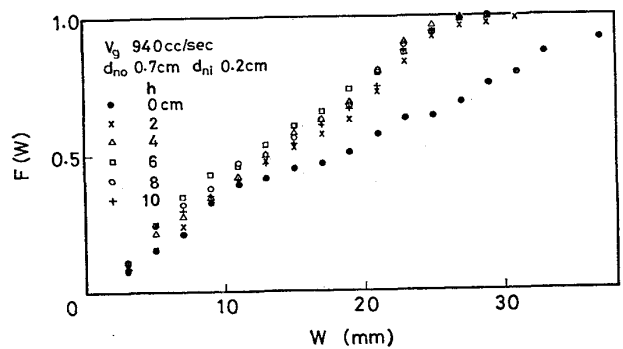


Fig. 5. Variation of cumulative frequency distribution of wave length with distance from nozzle tip.

の遅れによる。

Photo. 1 および Fig. 1 からわかるように、波形幅にはかなりの分布がある。これより、高ガス流量域においては生成気泡の大きさに分布があることがわかる。また、非常に細かい波形もみられるが、これは電気探針の振動に起因すると考えられるので、気泡頻度には加えなかつた*。

3.1.2 測定位置による気泡頻度の変化

Fig. 2, 3 には測定位置による気泡頻度の変化を示した。なお、気泡頻度の測定の際にガスホールドアップも同時に測定できるため、その結果も図示した。Fig. 2 はガス流量が 300 cm³/s ($F'r_c = 0.19$) における実験結果で、気泡頻度はノズル先端より上方にゆくにしたがって増加し、+5 mm の所で最大になり、それより上方では若干減少することがわかる。ここでは、最大気泡頻度を気泡発生頻度として平均気泡径を求めた。ガスホールドアップはノズル内では 0.9 以上であるが、-10 mm の位置においても 1.0 にならない。これは、気泡がノズルを離脱した後に水銀がノズル内に入る場合があることを示している。一方、ノズル先端からの距離が +2 mm 以上でガスホールドアップは 0.8 以下になり、+10 mm

では 0.6 まで減少する。

Fig. 3 には、ガス流量が 760 cm³/s ($F'r_c = 1.4$) における実験結果を示した。この場合ノズル先端より +8 mm の位置で最大頻度になる。これよりガス流量によつて最大頻度の位置が若干変化することがわかる。また、ガスホールドアップはノズル内ではほぼ 1.0 で、この流量では水銀はノズル内にほとんど入らないことがわかる。

3.1.3 測定位置による生成気泡の波形幅分布の変化

ノズル直上における気泡上昇速度がわからないこと、また生成気泡が完全に垂直方向に上昇しないことなどにより、Fig. 1 に示したオシログラフにより記録された波形幅* から気泡径を求めることはできない。しかし、波形幅が大きいほど気泡生成時間は長いと考えられるので、波形幅の分布から気泡の大きさの分布をある程度推測することはできる。

Fig. 4, 5 にはノズルから上方への距離 h が 0~10 mm における波形幅の累積頻度分布を示した。実験条件は、Fig. 4 ではガス流量が 330 cm³/s, Fig. 5 では 940 cm³/s, ノズル径はいずれも外径 0.7 cm, 内径 0.2 cm であ

* 波形幅 W (mm) は、各気泡が探針先端を占めている時間 t (s) に対応している。すなわち、記録紙の送り速度は 50 cm/s であるので、 $W = 50t$ なる関係がある。なお、波形幅の測定法は Fig. A1 に示した。

* 詳細は付録で述べる。

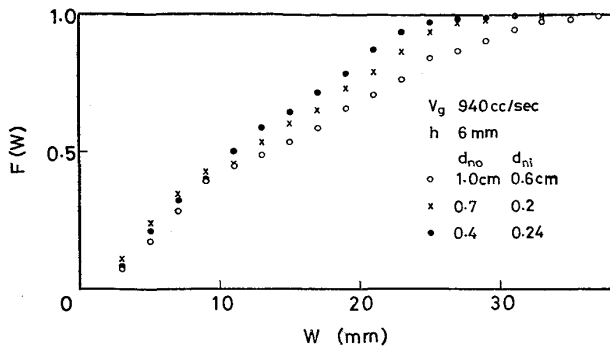


Fig. 6. Variation of cumulative frequency distribution of wave length with nozzle diameter.

る。図よりわかるように、ノズル先端では他の測定位置と比較すると、波形幅の分布は大きい方に明らかに片寄っている。これは、さきに離脱した気泡がノズル先端に気泡核を残し、つぎの気泡が生成し始めるときには電気探針の先端はその核の中にあるため、気泡の離脱、生成を検出できないことによる。したがって、この位置における気泡発生頻度の測定は不適当である。ノズル先端上方 4~10 mm においては波形幅の分布はほとんど変化しなくなる。図よりこのようなガス流量域における生成気泡の大きさの分布はかなり広いことがわかる。

3.1.4 ノズル径による生成気泡の波形幅分布の変化

Fig. 6 には、ノズル先端からの距離 $h = 6$ mm, ガス流量 $V_g = 720 \text{ cm}^3/\text{s}$ における波形幅の累積頻度分布を 3 種類のノズル径について示した。波形幅が 10 mm 以上では、波形幅の分布はノズル外径とともに変化している。一方、波形幅が 10 mm 以下では、ノズル径による差はあまり大きくないが、波形幅の分布はノズル内径とともに変化し、内径が小さいほど小さい波形幅の気泡が多い傾向がある。

3.1.5 平均気泡径

Fig. 7, 8 には、3 種類のノズルに対して平均気泡径とノズルレイノルズ数、ガス流量の関係を示した。前報^{1), 2)}と同様、気泡発生頻度とガス流量の関係より平均気泡体積を求め、それより球相当直径を計算して平均気泡径とした。測定値にばらつきはあるが、平均気泡径はノズル外径とともに大きくなっている。また、気泡径はノズルレイノルズ数、ガス流量とともに単調に増加していることがわかる。

LEIBSON ら⁵⁾は、オリフィスより水中に空気を吹込み、気泡径を測定し、つぎの実験式を得ている。

$$d_B = 0.29 d_n^{0.5} Re_o^{1/3} \quad (Re_o < 2100) \dots \dots \dots (1)$$

$$d_{VS} = 0.71 Re_o^{-0.05} \quad (Re_o > 10000) \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 d_B は気泡径 (cm), d_{VS} は体面積平均径 (cm),

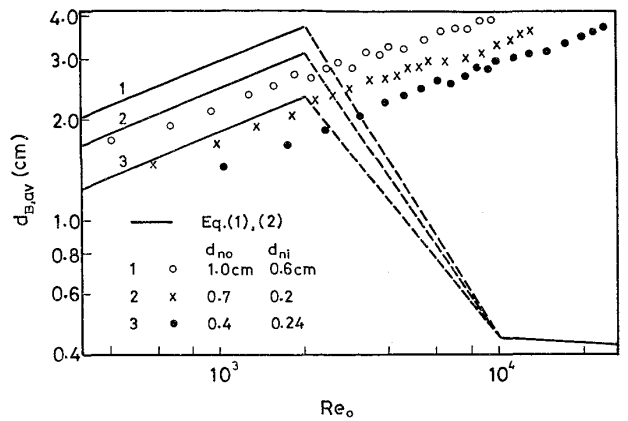


Fig. 7. Relation between average diameter of bubble formed at nozzle and nozzle Reynolds number.

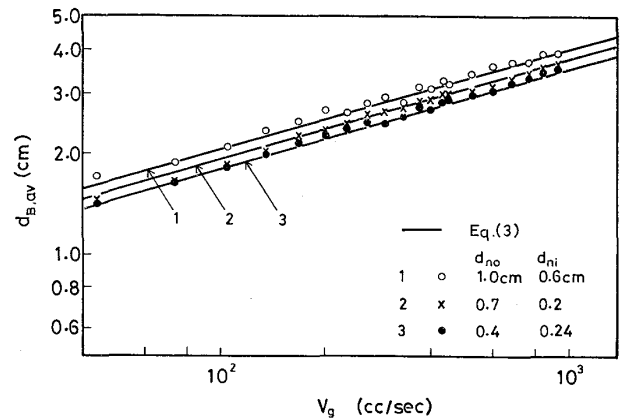


Fig. 8. Relation between average diameter of bubble formed at nozzle and gas flow rate.

d_n はオリフィス径 (cm), Re_o はオリフィスレイノルズ数である。

本実験結果と比較するため、(1), (2) 式より気泡径を計算する場合、ノズルが水銀に濡れないため、オリフィス径はノズル外径に置換える必要がある。Fig. 7 には、オリフィス径をノズル外径に置換えて(1), (2)式より計算した気泡径とノズルレイノルズ数の関係を実線で示した。図より本実験結果は(1), (2)式には一致していないことがわかる。なお、 $Re_o > 10000$ で実験値と計算値に大きな差があるのは、Fig. 7 の本実験結果は生成気泡の大きさであるのに対し、計算値は上昇気泡群中の気泡の大きさを示していることによる。

DAVIDSON と AMICK⁶⁾は、水-空気系で $250 \text{ cm}^3/\text{s}$ までのガス流量においてオリフィスから生成する気泡の大きさについてつぎの実験式を得ている。

$$d_B = 0.54 (V_g d_n^{0.5})^{0.289} \dots \dots \dots (3)$$

Fig. 8 には、オリフィス径をノズル外径で置換えた(3)式の計算値を実線で示した。さきに¹⁾、水銀中で生

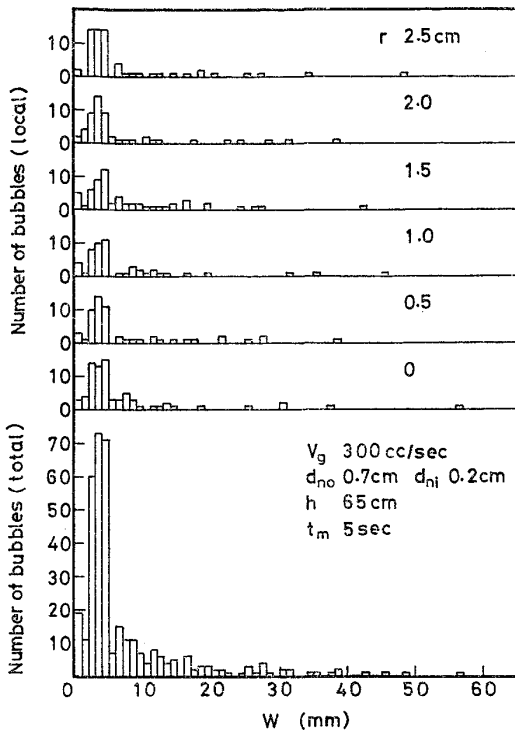


Fig. 9. Relation between frequency of bubble of wave length W and radial distance.

成する気泡の大きさは $5 < V_g < 30 \text{ cm}^3/\text{s}$ において(3)式に一致することを示したが、さらに高流量域まで両者は一致することが図よりわかる。また、本実験の高ガス流量域においても生成気泡の大きさは液体の物性値の影響を受けないことが確認できた。

3.2 上昇気泡群の気泡の大きさ

本研究では、各気泡の波形幅より電気探針先端における気泡の滞留時間を求め、前報³⁾で得た平均気泡上昇速度を用いて上昇気泡群の平均気泡径を求める。

3.2.1 波形幅の頻度分布と半径方向距離の関係

Fig. 9 には、半径方向距離 $r=0\sim 2.5 \text{ cm}$ 、ノズル先端からの距離 $h=65 \text{ cm}$ における波形幅の頻度分布を示した。測定時間は5秒間である。なお、記録紙送り速度は 50 cm/s であるので、波形幅 1 mm は 2 ms に対応している。

Fig. 9 より、波形幅は広く分布しており、均一な気泡が分散、上昇しているのではないことがわかる。また、 5 mm 以下の波形幅の気泡頻度が非常に多い。波形幅の頻度分布は半径方向の距離によつて顕著な差がみられない。そのため、ここでは $r=0\sim 2.5 \text{ cm}$ の6ヶ所で測定した気泡頻度の総和を求め、平均気泡径の決定に用いることにする。

3.2.2 ノズル径、ガス流量による波形幅分布の変化

Fig. 10 には、波形幅の累積頻度分布に対するノズル

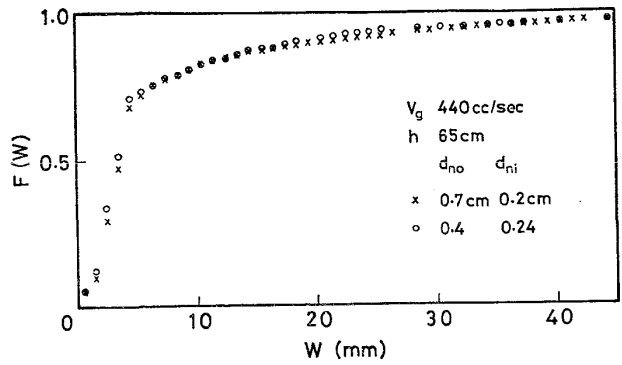


Fig. 10. Variation of cumulative frequency distribution of wave length with nozzle diameter.

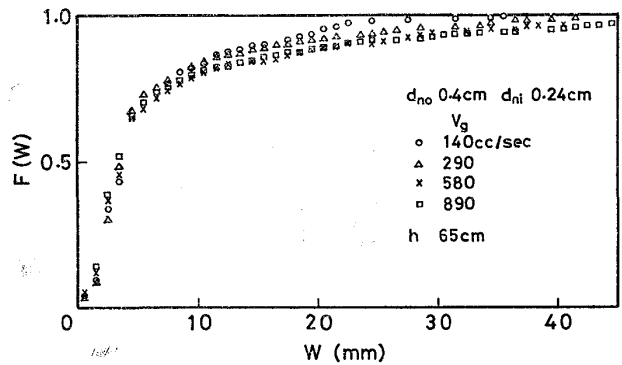


Fig. 11. Variation of cumulative frequency distribution of wave length with gas flow rate.

径の影響を示した。図より波形幅の分布に対するノズル径の影響はあまりないことがわかる。

Fig. 11 は波形幅の累積頻度分布に対するガス流量の影響を示したものである。図からわかるように、ガス流量が大きいくほど、波形幅の大きい気泡の割合が増加する傾向がある。

3.2.3 体面積平均径

Fig. 9 に示した波形幅の頻度分布より平均気泡径を求めるためには、気泡の上昇速度および形状を知る必要がある。前者に関しては、前報³⁾で本実験と同一の条件下で平均気泡上昇速度を得ているので、それを適用する。後者については、本実験の場合大きい気泡はかなり変形していると考えられるが、簡単のため球形とする。

以上より、体面積平均径 d_{vs} は次式

$$d_{vs} = \frac{3}{2} \frac{v_{B,av}}{500} \frac{\int_0^\infty W f(W) dW}{\int_0^\infty f(W) dW} \dots\dots\dots (4)$$

より計算できる。Fig. 12 には d_{vs} とノズルレイノルズ数 Re_o の関係を示した。図には比較のため、水-空気系についての LEIBSON ら⁵⁾の結果も示した。LEIBSON らの場合、 $Re_o > 2100$ では Re_o の増加とともに d_{vs} は小

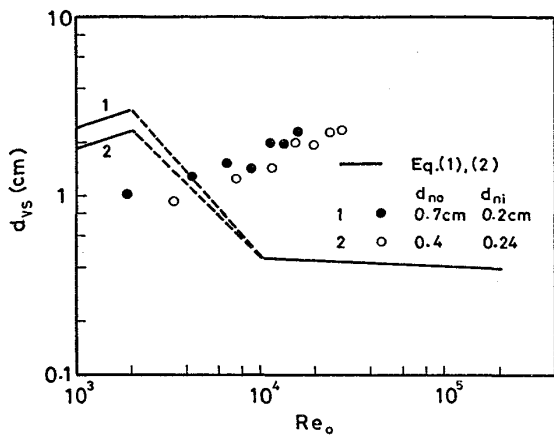


Fig. 12. Relation between volume-surface mean diameter of bubble and nozzle Reynolds number.

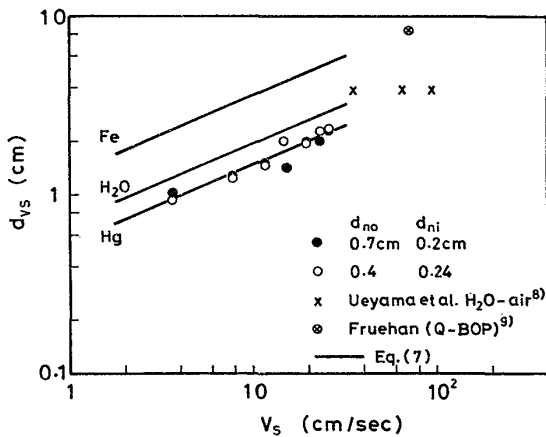


Fig. 13. Relation between volume-surface mean diameter of bubble and gas flow rate.

さくなる傾向があり、 $Re_o > 10\,000$ では約 4.5 mm 以下になる。一方、本実験の場合、 d_{vs} は Re_o とともに増加し、LEIBSON らと本実験の結果は一致しない。

Fig. 13 には、 d_{vs} と空塔速度の関係を示した。図より d_{vs} に対するノズル径の影響はないことがわかる。また、図には上山ら⁸⁾ の水-空気系の結果および FRUEHAN⁹⁾ の Q-BOP における推定値を同時に示した。上山らの結果は電気探針法により得られたものであり、FRUEHAN の推定値は、気泡上昇速度として水-空気系の結果¹⁰⁾ を外挿して得た値を用い、Q-BOP における溶鉄-窒素間反応速度の結果より計算した値である。Fig. 13 において気泡群中の気泡の大きさは液体によつて異なり、液体の物性値の影響を受けることが示唆される。

4. 考 察

4.1 生成気泡の大きさ

Fig. 4~6 に示したように、高流量になると、気泡の生成は不規則になる。DAVIDSON と AMICK⁶⁾ は、水-空

気系についてガス流量とともに変化する気泡の生成機構を詳細に観察しているので、本実験結果と比較のため引用する。

低ガス流量においては、均一な気泡が一定の間隔で生成する。この領域における気泡生成については前報^{1),2)} で述べた。ガス流量の増加とともに、さきに離脱した気泡の wake 中の渦の影響を受け、つぎに小さい気泡が 'pair' で生成するようになる。Fig. 1 には均一な気泡と 'pair' で生成する気泡が交互に現われる測定例を示した。さらにガス流量が増加すると、2 番目の気泡が長く伸ばされた形になり、1 番目の気泡に接触し、時折その中に侵入し合体する。ガス流量の増加とともに、ほとんどすべて合体するようになり、さらにその合体がオリフィス近くで起こり、ついには合体気泡同士が再合体する。本実験のガス流量では、合体が起こっている可能性があるが、ノズル先端から 10 mm までの範囲における測定では合体によつて気泡頻度が急激に減少するところはない。

Fig. 7 と 8 において水銀-窒素系と水-空気系の実験結果を比較した。本実験結果は LEIBSON ら⁵⁾ の結果と一致していないのに対し、DAVIDSON ら⁶⁾ の結果とはほぼ一致している。この相違は、実験条件が異なっていることに起因している。すなわち、LEIBSON らの実験が蓄気室容積の非常に大きい、一定圧力の条件下で行われたのに対し、本実験および DAVIDSON らの実験は蓄気室の影響のない、一定流量の条件下で行われていることによる。

Fig. 6 に示したように、比較的小さい波形幅 ($W < 10$ mm) の頻度はノズル内径が小さいほど多くなる傾向がある。したがつて、すべての生成気泡の底面が外周まで広がっているとは必ずしもいえないが、Fig. 8 より本実験のガス流量範囲においてもノズル径として外径をとる必要があることがわかる。

4.2 上昇気泡群の気泡の大きさ

4.2.1 上昇気泡群の挙動

LEIBSON ら⁵⁾ によると、ノズルから生成した大きな気泡は浴中を約 10 cm 上昇して小気泡に分裂する。前報⁹⁾ では、水銀への窒素吹込み実験を行い、ノズルからの距離 $h = 12 \sim 75$ cm において電気探針法により気泡頻度を測定した。その結果、気泡頻度は h によつて変化せず、 $h > 12$ cm では気泡群が定常的に上昇していると推定した。また、気泡頻度はノズル径に依存せず、したがつてノズル出口でガスの持つ運動エネルギーは気泡の分散過程に影響をおよぼさないことを示した。Fig. 10 および 13 において、波形幅の分布および体面積平均径に対するノ

ズル径の影響は認められないが、このことは以上の前報の結果と一致している。

Fig. 11 より、いずれのガス流量においても波形幅が 5 mm 以下の小気泡の数は非常に多く、約 70% を占めており、生成した大気泡の分裂がかなり起こっていることがわかる。しかし、一方では波形幅の大きい気泡も存在している。Fig. 9 に示した実験では、ガス流量は 300cm³/s で、空塔速度は 7.7cm/s である。前報³⁾の結果より、この場合の平均気泡上昇速度は 66cm/s である。ノズルから生成した気泡が分裂せずにそのまま上昇したと仮定すると、 $h=65$ cm では平均気泡径は 2.7 cm となる。もし探針がこの気泡の中心を貫いたとすると、波形幅は 20 mm となる。Fig. 9 で 20 mm よりかなり大きい波形幅の気泡がみられることから、大気泡の分裂と同時に気泡同士の合体も起こっていることがわかる。なお、Fig. 9 における最大波形幅 56.5 mm の場合、気泡長さ（探針が気泡を貫いた長さ）は 7.5 cm となる。このような大きな気泡はかなり変形しているため厳密なことはいえないが、気体スラグ（容器一杯に広がった大きな気泡）であると考えられる。

4.2.2 気泡の大きさ

Fig. 9~11 に示したように、本実験系においても波形幅が 5 mm 以下、したがって気泡長さが 5~10 mm 以下の小気泡が多く検出された*。このような小気泡の大きさは、LEIBSON らの (2) 式 および液体の物性値を含む (A4) 式より計算される体面積平均径 (0.54~0.41cm) にかかなり近い。(3) 式より計算される平均生成気泡径は 1.7~3.6 cm であるので、これらの小気泡は生成気泡が分裂することによって生じた気泡であるといえる。

本実験では、小気泡とともに気泡同士が合体した大気泡も検出された。Fig. 13 において体面積平均径が空塔速度とともに大きくなるのは、このような合体気泡の存在に起因している。すなわち、空塔速度が大きくなると、浴内での気泡の分散に対する合体気泡の影響は無視できなくなることがわかる。

液体中へのガス吹込みにおいて、気泡の合体によって生成した大気泡の存在が水-空気系についても指摘されている。上山ら⁸⁾によると、空塔速度が 35~93 cm/s で、 d_{vs} は約 3.8 cm である。この値は LEIBSON ら⁵⁾、TOWELL ら¹¹⁾ あるいは (A4) 式より得られる値約 0.4~0.3 cm よりかなり大きい。この大きな相違は実験条件および測定法の違いによる。すなわち、LEIBSON らの実験では空塔速度は最大 0.12cm/s と小さく、気泡同士の合

体は問題にならない。また、LEIBSON ら、TOWELL らは写真撮影により気泡径を測定している。写真撮影の場合、容器内の外側の部分の撮影可能な気泡より気泡径を決定することになる。容器径が大きい場合、外側の部分に比較的小さい気泡が集まりやすいため、平均気泡径は小さくなる傾向がある。なお、上山らは電気探針法を用い、容器内部の気泡も検出し、内部の方が気泡径が大きいことを示している。

以上より、液体中に高流量でガスを吹込んだ場合、気泡径が 0.4~0.6 cm 程度の均一な大きさの気泡群になるのではなく、気泡同士が合体した非常に大きい気泡を含む、気泡径分布が非常に広い気泡群になると推定される。このことは、ガス流量が非常に大きい条件下で操作する吹込み精錬法にとって重要であると考えられる。

4.2.3 各種液体中の気泡群の気泡の大きさ

液体中における気泡の分裂、合体現象について付録 2 で簡単にまとめた。それより、気泡群の気泡の大きさと液体の密度、表面張力の関係は次式で表わされる。

$$d_B \propto \left(\frac{\sigma}{\rho_l} \right)^n \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 $n=0.5, 0.6$ である。

気泡群の気泡の大きさは液体の物性値の他に空塔速度、ガスホールドアップに依存することが (A4) 式より予想される。しかし、ガスホールドアップは空塔速度によって決まるので、ここでは気泡径の空塔速度に対する依存性を調べる。Fig. 13 より水銀の場合、 d_B は V_s の 0.44 乗に比例することがわかる。したがって、さきの d_B の σ 、 ρ_l に対する依存性 ($n=0.5$) とを組み合わせると次式が得られる。

$$d_B \propto \left(\frac{\sigma}{\rho_l} \right)^{0.5} V_s^{0.44} \dots\dots\dots (6)$$

Fig. 13 に示した本実験結果より比例定数を求めると、

$$d_{vs} = 0.091 \left(\frac{\sigma}{\rho_l} \right)^{0.5} V_s^{0.44} \dots\dots\dots (7)$$

となる。Fig. 13 には、溶鉄 ($\sigma=1500$ dyn/cm)、水 ($\sigma=60$ dyn/cm) について (7) 式を用いて計算した d_{vs} と V_s の関係を示した。

溶鉄の場合、(7) 式と FRUEHAN⁹⁾ の Q-BOP における気泡径の推定値はほぼ一致している。しかし、本実験では気泡径に対する容器径の影響を調べておらず、一方 FRUEHAN も秋田、吉田ら¹⁰⁾ の水-空気系のガスホールドアップ、平均気泡上昇速度を外挿した値を用いているなど、なお検討の余地を残している。また、水-空気系の場合も (7) 式と上山らの実験結果はかなり近い値を示

* 波形幅が 5mm の場合、空塔速度が 3.6, 27cm/s において前報で得られた平均上昇速度は 50, 100cm/s であるので、気泡長さはそれぞれ 5, 10mm となる。

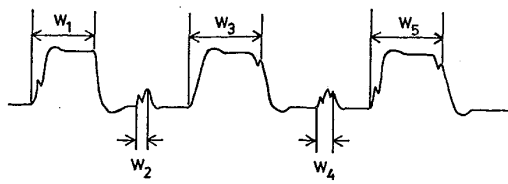


Fig. A1. Typical small waves recorded by oscillograph.

す。しかし、上山らの結果では気泡径は空塔速度によって変化せず、気泡径の空塔速度に対する依存性は(7)式とは一致していない。この点についても今後検討を要する。

5. 結 論

溶融金属として水銀を用い、高ガス流量で単一ノズルより窒素を吹込み、生成気泡および上昇気泡群の気泡の大きさを電気探針法により測定し、つぎの結論を得た。

- (1) 高ガス流量域における生成気泡の大きさは不均一であるが、その平均気泡径は(3)式とほぼ一致する。
- (2) 上昇気泡群の気泡の大きさは非常に広く分布しており、分裂が進んだ直径 10mm 以下の気泡が非常に多かつたが、容器一杯に広がった気泡スラグも存在し、分裂と同時に合体も起こっていることがわかつた。
- (3) 上昇気泡群の体面積平均径は、空塔速度 3.6~27cm/s において、1.0~2.4 cm であつた。
- (4) 上昇気泡群の気泡の大きさに対する液体の物性値の影響を検討し、溶鉄について気泡の大きさを推定した。

付録 1 気泡頻度、波形幅の測定について

3.1.1 で述べたように、本実験では波形幅が 1.5 mm 以下の頻度がかなり多かつた。概略図を Fig. A 1 に示したが、小さな波形の現われ方には特徴があつた。すなわち、小さな波形が 1 つだけ現われることはほとんどなく、大きな波形の直前、直後、あるいは小さな波形が 2 つ、3 つ続いて現われた。これはつぎの理由による。本実験で用いた電気探針は長く、また容器内の気泡の運動を乱さないように細くした(前報⁹⁾Fig. 2 参照)。そのため、探針先端は浴内の流動の影響を受け、振動していたと考えられる。たとえば、大気泡の直前に現われた小さな波形は、一度大気泡に接触した探針先端が振動によりまた気泡外に出るために現われると考えられる。また、小さな波形が 3 つ続いて現われるのは、探針が小さな気泡に接触したときと貫通するとき一度ずつ気泡の外に出ることによるものと考えられる。

以上の理由により、本実験では Fig. A 1 に示した小波形を含む各波形は各々 1 つの気泡として数え、したが

つて気泡数は 5 個とした。また、波形幅も図に示した方法で測定した。

付録 2 気泡の分裂と合体

HINZE¹²⁾, CALDERBANK¹³⁾ は機械的攪拌による気泡の細分化について乱流理論を用いて解析を行つている。それによると、分裂の起こる臨界の気泡径は次式で表わされる。

$$d_B = c_1 \frac{\sigma^{3/5}}{P_v^{2/5} \rho_1^{1/5}} \dots\dots\dots (A1)$$

ここで、 c_1 は定数、 σ は表面張力 (dyn/cm)、 P_v は単位体積あたりの消費動力 ($g \cdot cm^2/s^3 \cdot cm^3$)、 ρ_1 は液体の密度 (g/cm^3) である。

CALDERBANK¹⁴⁾ は、上述の理論を気泡攪拌槽に適用し、次式を得ている。

$$d_{vs} = 4.15 \left[\frac{\sigma^{3/5}}{P_v^{2/5} \rho_1^{1/5}} \right] H^{1/2} + 0.09 \dots\dots\dots (A2)$$

ここで、 H はガスホールドアップである。

液体中へのガス吹込みにおける P_v は次式で与えられる。

$$P_v = \rho_1 V_s g \dots\dots\dots (A3)$$

(A 3) 式を (A 2) 式に代入すると、次式

$$d_{vs} = 4.15 \left[\frac{\sigma^{3/5}}{V_s^{2/5} \rho_1^{3/5} g^{2/5}} H^{1/2} + 0.09 \dots\dots\dots (A4)$$

が得られ、これよりガス吹込みにおける分裂気泡径を求めることができる。

気泡が非常に大きい場合、気泡の分裂は TAYLOR¹⁵⁾, BELLMAN ら¹⁶⁾ の不安定性理論によつて説明される。¹⁷⁾, ¹⁸⁾, ¹⁹⁾ それによると、 $\lambda_{min} = 2\pi \sqrt{\sigma/\rho_1 g}$ 以下の波長を持つ乱れは成長せず、気泡の分裂までには至らない。したがつて、 σ が小さく、 ρ_1 が大きいほど分裂が起こりやすく、気泡分裂の臨界気泡径は $(\sigma/\rho_1)^{0.5}$ に比例することが推定される。

気泡の合体現象の観察は水-空気系についてはかなり行われている²⁰⁾, ²¹⁾、たとえば、山下ら²¹⁾ によると、気泡の合体は大気泡と小気泡だけでなく、大気泡と大気泡の間でも起こりうる。気泡の合体は、一方の気泡が先行する他の気泡の wake 内に入るることによつて起こる。すなわち、wake 内に入った気泡は加速され、先行する気泡に追い付き、合体する。したがつて、本実験のように空塔速度、浴中の気泡密度が大きく、気泡間距離が小さい場合には合体が促進され、大気泡が存在するようになる。

記 号

- c_1 : 定数 (—)
- d_B : 気泡径 (cm)
- $d_{B,av}$: 平均気泡径 (cm)

d_n : ノズル径またはオリフィス径	(cm)
d_{ni} : ノズル内径	(cm)
d_{no} : ノズル外径	(cm)
d_{vs} : 体面積平均気泡径	(cm)
$F(W)$: 波形幅の累積頻度分布関数	(-)
f : 気泡頻度	(bubble/s)
F'_{r_0} : ノズルフルード数 ($=\rho_g u^2 / (\rho_l - \rho_g) g d_{ni}$)	(-)
g : 重力加速度	(cm/s ²)
H : ガスホールドアップ	(-)
h : ノズル先端からの距離	(cm)
n : (5)式における指数	(-)
P_v : 単位体積あたりの消費動力 ($g \cdot cm^2/s^3 \cdot cm^3$)	(-)
r : 容器半径方向距離	(cm)
Re_o : オリフィスレイノルズ数 ($=4w/\pi d_n \mu_g$)	(-)
またはノズルレイノルズ数 ($=4w/\pi d_{no} \mu_g$)	(-)
t : 時間	(s)
t_m : 測定時間	(s)
u : ノズル出口における線速度	(cm/s)
$v_{B,av}$: 平均気泡上昇速度	(cm/s)
V_g : ガス流量	(cm ³ /s)
V_s : 空塔速度	(cm/s)
W : 波形幅	(mm)
w : 質量流量	(g/s)
λ_{min} : 気泡分裂が起こる最小の乱れの波長	(cm)
μ_g : ガス粘度	(g/cm \cdot s)
ρ_g : ガス密度	(g/cm ³)
ρ_l : 液密度	(g/cm ³)
σ : 表面張力	(dyn/cm)

文 献

- 1) 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, 60(1974), p. 348
- 2) 佐野正道, 森 一美, 佐藤哲郎: 鉄と鋼, 63 (1977), p. 2308
- 3) 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, 64 (1978), p. 1714
- 4) 小沢泰久, 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, 64 (1978), S 583
- 5) I. LEIBSON, E. G. HOLCOMB, A. G. CACOSO and J. J. JACMIC: AIChEJ., 2(1956), p.296
- 6) L. DAVIDSON and E. H. AMICK, Jr.: AIChEJ., 2(1956), p. 337
- 7) 上山惟一, 宮内照勝: 化学工学論文集, 2 (1976), p. 430
- 8) 上山惟一, 宮内照勝: 化学工学論文集, 3 (1977), p. 19
- 9) R. J. FRUEHAN: Ironmaking Steelmaking, 3(1976), p. 33
- 10) F. YOSHIDA and K. AKITA: AIChEJ., 11(1965), p. 9
- 11) G. D. TOWELL, C. P. STRAND and G. H. ACKERMAN: AIChE-I. Chem. E. Symposium Series, (1965), 10, p. 97
- 12) J. O. HINZE: AIChEJ., 1(1955), p. 289
- 13) P. H. CALDERBANK: Brit. Chem. Eng., 1(1956), p. 206
- 14) P. H. CALDERBANK: Trans. Inst. Chem. Eng., 36, (1958), p. 443
- 15) G. I. TAYLOR: Proc. Roy. Soc., A201 (1950), p. 192
- 16) R. BELLMAN and R. H. PENNINGTON: Quart. Appl. Math., 12(1954), p. 151
- 17) R. CLIFT and J. R. GRACE: Chem. Eng. Sci., 27(1972), p. 2308
- 18) H. K. HENRIKSEN and K. OSTERGAARD: Chem. Eng. Sci., 29(1974), p. 626
- 19) J. R. GRACE, T. WAIREGI and J. BROPHY: Can. J. Chem. Eng., 56(1978), p. 3
- 20) T. OTAKE, S. TONE, K. NAKANO and MITSUHASHI: Chem. Eng. Sci., 32(1977), Y. p. 377
- 21) 山下福志, 井上博愛: 化学工学論文集, 2 (1976), p. 250